

03  
**Влияние колебательной релаксации на развитие возмущений  
в ударном слое на пластине**

© С.В. Кириловский,<sup>1,2</sup> А.А. Маслов,<sup>1,2</sup> Т.В. Поплавская,<sup>1,2</sup> И.С. Цырюльников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: popla@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2014 г. В окончательной редакции 11 августа 2014 г.)

Проведено расчетно-экспериментальное исследование влияния возбуждения колебательных степеней свободы молекул на среднее течение и развитие возмущений в гиперзвуковом ( $M = 6-14$ ) вязком ударном слое на пластине, обтекаемой потоками воздуха, углекислого газа и их смесей при высоких температурах торможения (2000–3000 К). Эксперименты по измерению характеристик среднего течения и пульсаций давления на поверхности пластины проведены в импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Численное моделирование производилось в рамках модели термически совершенного газа с помощью пакета ANSYS Fluent на базе решения нестационарных двумерных уравнений Навье–Стокса. Введение в расчетную область возмущений внешнего потока в виде плоских монохроматических акустических волн проводилось с помощью встраиваемых в расчетный код модулей UDF. Показано, что возбуждение колебательных степеней свободы молекул углекислого газа значительно влияет на положение головной ударной волны и приводит к увеличению интенсивности возмущений по сравнению с воздухом, в котором при таких же параметрах набегающего потока доля колебательно возбужденных молекул мала. Влияние возбуждения колебательных степеней свободы исследовано как для равновесного случая, так и для случая колебательно неравновесного газа. Для моделирования неравновесности колебательных степеней свободы использовалась двухтемпературная модель релаксационных течений, где изменение колебательной энергии от времени моделируется уравнением Ландау–Теллера с учетом конечного времени энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул. Показано, что колебательная неравновесность оказывает демпфирующее влияние на развитие возмущений.

## Введение

При высоких скоростях и температурах, сопутствующих полетам гиперзвуковых летательных аппаратов в атмосфере, в газе вокруг аппарата возникают различного рода физические явления (возбуждение и неравновесность степеней свободы молекул, диссоциация, ионизация молекул), которые относятся к реальным свойствам газа. Свойства реального газа оказывают существенное воздействие как на среднее течение вокруг летательного аппарата, так и на развитие возмущений. Значительное число работ посвящено влиянию физико-химических процессов в газах на среднее течение при обтекании тел гиперзвуковым потоком, например [1–10]. Однако свойства реального газа играют значительную роль в устойчивости и ламинарно-турбулентном переходе в гиперзвуковых сдвиговых течениях.

Известно, что ламинарно-турбулентный переход в гиперзвуковых течениях зависит от характеристик среднего течения и может быть инициирован двумя модами неустойчивости: первая мода ассоциируется с волнами Толмина–Шлихтинга, т. е. с вихревыми возмущениями, а вторая мода ассоциируется с невязкой неустойчивостью и является акустической по природе. Две важные особенности гиперзвуковых потоков отличают их от других типов течений по отношению к проблеме перехода.

Во-первых, доминирующей модой неустойчивости при достаточно высоких числах Маха,  $M$ , является вторая или мэкковская [11] мода, в которой акустические возмущения захватываются пограничным слоем, растут по амплитуде и в конечном итоге могут привести к нелинейным процессам [12–14] и турбулизации течения в пограничном слое. Во-вторых, релаксационные процессы, связанные с колебательным возбуждением и диссоциацией (которые происходят в гиперзвуковых потоках из-за аэродинамического нагрева), обеспечивают механизмы для демпфирования акустических волн и, следовательно, могут повлиять на вторую моду [15].

Переход в сжимаемых пограничных слоях является объектом исследований уже много лет, но только ограниченное число существующих экспериментальных и численных исследований проводилось для высокоэнthalпийных гиперзвуковых течений, где становятся важными колебательные и химические эффекты. В экспериментальных работах [16,17] с использованием модели пятиградусного конуса в гиперзвуковой ударной трубе было обнаружено, что увеличение энтальпии оказывает слабый стабилизирующий эффект на критическое число Рейнольдса в случае азота и воздуха, но значительно стабилизирует пограничный слой в случае с двуокисью углерода.

В численном исследовании [18], моделирующем влияние эффектов реального газа при обтекании плоской пластины гиперзвуковым потоком (числа Маха 10 и 15) воздуха в предположении его термического и химического равновесия, было показано, что высокотемпературные эффекты стабилизируют первую моду возмущений и дестабилизируют вторую. В [19] рассматривалось влияние термохимической неравновесности пятикомпонентной смеси воздуха при  $M = 10$  на устойчивость гиперзвукового пограничного слоя на плоской пластине в рамках линейной теории устойчивости и было показано, что при указанных условиях потока результаты расчетов возмущений второй моды для равновесного и неравновесного случаев слабо различаются. В [20] также в рамках линейной теории устойчивости было исследовано течение углекислого газа с учетом термически и химически неравновесных процессов на пятиградусном полуконусе и показано, что рост энтальпии приводит к изменению среднего течения и усилению возмущений, а релаксация при этом вызывает небольшой ослабляющий эффект. В [21] численно исследовалось влияние неравновесности вращательных и колебательных степеней свободы молекул кислорода и азота на устойчивость сжимаемого пограничного слоя на полубесконечной пластине для условий полета в атмосфере и течений в аэродинамической трубе. Был получен значительный дестабилизирующий эффект: для условий обтекания пластины с острой передней кромкой в аэродинамической трубе амплитуда низкочастотных возмущений первой моды возросла примерно в 50 раз по сравнению со значениями, рассчитанными в предположении термического равновесия.

Интерес к исследованию влияния внутренних степеней свободы молекул на устойчивость пограничного слоя и слоя смещения резко возрос после опубликования работы [22], где впервые экспериментально было показано влияние колебательной релаксации углекислого газа на увеличение длины ламинарного участка в гиперзвуковом пограничном слое. Эти данные интерпретировались, как поглощение энергии акустических возмущений пограничного слоя внутренними степенями свободы молекул углекислого газа. Численное исследование [23], проведенное в рамках линейной теории и нелинейных параболизированных уравнений устойчивости, показало сложную зависимость устойчивости сверхзвукового слоя смещения от доли и состава углеродосодержащих молекул в потоке через изменения профилей скорости и температуры среднего течения и механизм затухания возмущений вследствие конечности скоростей колебательной релаксации. В работе [24] численно и экспериментально было показано увеличение длины ламинарного участка в гиперзвуковом пограничном слое на затупленных телах при добавлении в поток азота молекул углекислого газа. В монографии [25] наиболее полно представлены численные и аналитические результаты исследования роли релаксационных процессов, в частности, объемной вязкости и колебательной

Таблица 1. Классификация совершенных газов

Калорически совершенный газ	Термически совершенный газ	
	неравновесное течение	равновесное течение
$\tau_{vt} \gg \tau_f$ $c_p = \text{const}$	$\tau_{vt} \sim \tau_f$ $c_p = f(T, t)$	$\tau_{vt} \ll \tau_f$ $c_p = f(T)$

релаксации, в задачах гидродинамической устойчивости релаксирующих молекулярных газов и сделан вывод о реальности эффекта подавления гидродинамических возмущений процессами термической релаксации.

Приведенный выше обзор работ показывает, что влияние внутренних степеней свободы неоднозначно сказывается на развитии возмущений и ламинарно-турбулентном переходе при высоких скоростях течений. Работы выполнены в узких диапазонах параметров потока, и в них зачастую отсутствуют полезные данные, например, о распределении пульсаций давления в гиперзвуковых пограничных и ударных слоях для термически возбужденных потоков.

В этой связи представляют значительный интерес экспериментальное и численное исследования влияния реальных свойств газа на развитие возмущений в гиперзвуковом ударном слое и в том числе влияния колебательных степеней свободы молекул углекислого газа. Углекислый газ, с одной стороны, представляется идеальным объектом для моделирования физических и химических процессов в высокоэнтальпийных гиперзвуковых потоках, поскольку это газ с низкой температурой возбуждения колебательных степеней свободы молекул, а с другой стороны, имеет реальное практическое значение при исследовании аэродинамики вхождения космических аппаратов в атмосферу Марса, где он составляет значительную часть (97%) его атмосферы.

В работе [26] приведена классификация газов, делящая совершенный газ на группы в зависимости от эффектов в нем происходящих (табл. 1). При низких температурах колебательные степени свободы заморожены (время колебательной релаксации  $\tau_{vt}$  много больше характерного времени течения  $\tau_f$ ), а поступательные и вращательные находятся в равновесии. В этом случае теплоемкость газа постоянна  $c_p = \text{const}$ , и такой газ называют калорически совершенным. При увеличении температуры происходит возбуждение колебательных степеней свободы молекул газа. Теплоемкость такого термически совершенного газа не постоянна и является функцией от температуры  $c_p = f(T)$ . Если характерное время течения  $\tau_f$  больше времени колебательной релаксации  $\tau_{vt}$ , то теплоемкость такого газа зависит только от температуры. Но если характерное время течения газа сопоставимо со временем релаксации ( $\tau_f \sim \tau_{vt}$ ), то теплоемкость такого неравновесного газа зависит от температуры и времени.

Существует несколько уровней описания колебательной релаксации [1]. Наиболее распространенные —

описание в терминах макроскопических переменных (например, средней колебательной энергии) и микроскопическое описание с помощью функции распределения колебательной энергии или заселенностей отдельных колебательных уровней (уровневая кинетика).

Моделирование течений углекислого газа вызывает значительные сложности в связи с тем, что молекула  $\text{CO}_2$  имеет четыре колебательные моды: симметричную, дважды вырожденную деформационную и асимметричную моды. Наличие нескольких мод ведет к возникновению ряда каналов релаксации: внутримодовые обмены колебательными квантами ( $\nu\nu$ -обмены), переходы колебательной энергии в поступательную ( $\nu t$ -обмены), а также межмодовые обмены колебательной энергией. Известно, что скорости этих процессов различаются. Релаксационный процесс — установление термодинамического равновесия в газе — зависит от интенсивности энергетического обмена между отдельными степенями свободы молекул. При температурах порядка  $10^3$  К [1] характерные времена отдельных релаксационных процессов в молекулярном газе образуют следующую иерархию [25]:

$$\tau_{tt} \leq \tau_{rt} \ll \tau_{\nu\nu} \ll \tau_{\nu t} \leq \tau_f,$$

где  $\tau_f$  — характерное время течения,  $\tau_{tt}$ ,  $\tau_{rt}$ ,  $\tau_{\nu t}$  — характерные времена установления равновесия по поступательным, вращательным и колебательным степеням свободы молекул,  $\tau_{\nu\nu}$  — характерное время обмена между молекулами колебательными квантами ( $\nu\nu$ -обмены).

В работах [27–31] показано, что во многих высокоэнтропийных течениях колебательно возбужденных газов при столкновениях обмен квантами колебательной энергии между частицами происходит гораздо чаще, чем переходы колебательной энергии в поступательную и вращательную. Такие течения осуществляются в сверхзвуковых соплах, за фронтами сильных ударных волн, в термически неравновесных пограничных слоях. Для этого класса течений на временных масштабах  $\tau_{\nu t} \leq \tau_f$  различие между характерными временами более быстрых процессов можно считать пренебрежимо малым. Это позволяет использовать макроскопический уровень описания колебательной релаксации  $\text{CO}_2$  с помощью двухтемпературной модели релаксационных течений, где изменение колебательной энергии от времени моделируется уравнением Ландау–Теллера.

В [32] с помощью пакета ANSYS Fluent было проведено численное моделирование возбуждения колебательных степеней свободы молекул  $\text{CO}_2$  без учета неравновесных процессов. В настоящей работе выполнено комплексное расчетно-экспериментальное исследование влияния колебательных степеней свободы молекул  $\text{CO}_2$  на среднее течение и развитие возмущений в вязком ударном слое (ВУС) на пластине, обтекаемой потоком воздуха, углекислого газа и их смесями, с учетом колебательной неравновесности. Сравнение расчетных данных с результатами трубных экспериментов, проведенных в аэродинамической трубе ИТ-302М ИТПМ

СО РАН, показало, что влияние реальных свойств газа невозможно без учета процессов, идущих в тракте аэродинамических труб, где формируется поток, влияющий как на характеристики среднего течения, так и на развитие возмущений. Поэтому в настоящей работе впервые в схему моделирования включены процессы, идущие в набегающем потоке (в сопловом тракте аэродинамической трубы).

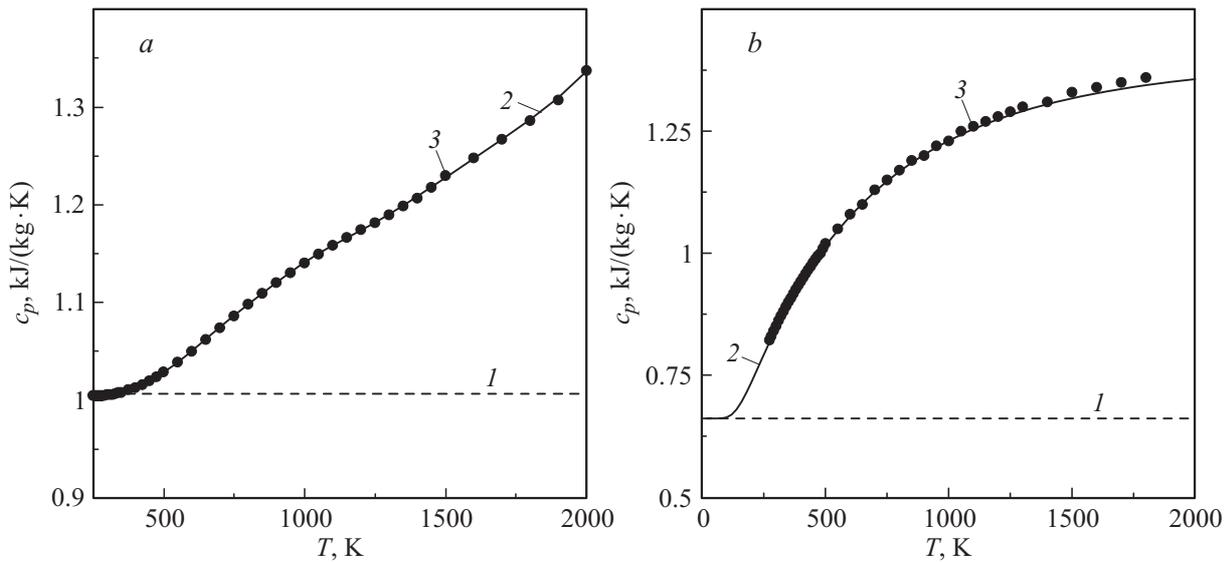
## Эксперимент

Экспериментальное исследование среднего течения и развития возмущений в вязком ударном слое на плоской пластине длиной  $L = 0.2$  м, расположенной под углом атаки  $\alpha = 0-10.2^\circ$  в гиперзвуковом (число Маха набегающего потока  $M_\infty = 6-12$ ) течении воздуха,  $\text{CO}_2$  и их смесей при высоких температурах торможения  $T_0 = 1800-3000$  К было проведено в высокоэнтропийной аэродинамической трубе ИТ-302М ИТПМ СО РАН. В форкамере трубы газ нагревался электрическим разрядом, и его максимальная температура достигала 3000 К. Для визуализации среднего течения и определения положения головного скачка уплотнения использовался шпирен-метод. Пульсации давления на поверхности пластины были измерены с помощью датчиков пульсаций давления РСВ А132. На поверхности модели было установлено 2 датчика — датчик 1 был установлен на расстоянии 80 мм от носика и датчик 2 на расстоянии 180 мм. В результате нормировок спектральных амплитуд пульсаций давления по сигналам датчиков определялась величина изменения  $p'_2/p'_1$  возмущений вниз по потоку как отношение спектральных амплитуд пульсаций давления датчика 2 к датчику 1.

## Численное моделирование влияния колебательной релаксации молекул газов в гиперзвуковых течениях

Задача о развитии возмущений в вязком ударном слое на плоской пластине, расположенной под углом атаки в рабочей камере аэродинамической трубы, решалась в три этапа. На первом этапе проводилось численное моделирование течения в сопловом тракте аэродинамической трубы ИТ-302М для определения параметров потока на выходе из сопла ( $M_\infty, p_\infty, T_\infty$ ). Затем на втором этапе, используя полученные данные, решалась задача обтекания пластины, расположенной под углом атаки в рабочей камере аэродинамической трубы, и в результате получены характеристики среднего течения. И на третьем этапе исследовалось развитие возмущений в вязком ударном слое на пластине при воздействии внешних акустических волн для полученного среднего течения.

Численное моделирование проведено с помощью пакета ANSYS Fluent на основе решения двумерных уравнений Навье–Стокса с использованием для данной



**Рис. 1.** Теплоемкость воздуха (а) и CO<sub>2</sub> (б) в зависимости от температуры: 1 —  $c_p = \text{const}$ , 2 —  $c_0 = f(T)$ , 3 — значения из справочника [33].

задачи решателя density-based (термин пакета Fluent), неявной схемы 2-го порядка точности по пространству с Roe-FDS-методом расщепления конвективных потоков, явного метода Рунге–Кутты по времени. Теплопроводность рабочего газа задавалась по формуле из кинетической теории, вязкость — по закону Сазерленда, а теплоемкость  $c_p$  определялась как функция от температуры. В воздухе при условиях эксперимента доля колебательно возбужденных молекул газа мала, поэтому в настоящей работе воздух рассчитывался как равновесный, а теплоемкость воздуха представлялась в виде полинома пятой степени от температуры. Для углекислого газа различалось два случая — равновесный и неравновесный. В случае равновесного течения теплоемкость углекислого газа находилась как сумма теплоемкостей трех поступательных, двух вращательных и четырех колебательных степеней свободы [27] по формуле:

$$c_p = c_v + R = c_v^t + c_v^r + c_v^{vib} + R = c_{p,0} + c_v^{vib} = \left(\frac{3}{2}R + \frac{2}{3}R + R\right) + \sum_n \frac{(\theta_n/T)^2 \exp(\theta_n/T)}{(\exp(\theta_n/T) - 1)^2} R, \quad (1)$$

где  $T$  — температура газа в равновесном случае,  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении,  $c_v$  — теплоемкость газа при постоянном объеме,  $R$  — удельная газовая постоянная,  $c_{p,0}$  — теплоемкость поступательно-вращательных степеней свободы. У молекулы CO<sub>2</sub> четыре колебательные степени свободы ( $n$  — номер моды колебательной степени свободы) и их характерные температуры равны  $\theta_{1,2} = 960$ ,  $\theta_3 = 1920$  и  $\theta_4 = 3380$  К [5].

На рис. 1 символами представлены теплоемкости  $c_p$  воздуха и углекислого газа в зависимости от температу-

ры, взятые из справочника [33]. Пунктирными линиями приведены значения  $c_p = \text{const}$ . Сплошными линиями представлены зависимости теплоемкости  $c_p$  от температуры, используемые в настоящей работе для равновесного течения. Для воздуха зависимость  $c_p$  от температуры до 2000 К аппроксимирована полином пятой степени по температуре, а для углекислого газа — зависимостью, определенной формулой (1). Видно, что эти распределения существенно отличаются от  $c_p = \text{const}$ , т.е. от случая, когда не учитывается возбуждение колебательных степеней свободы молекул.

Если характерное время течения газа сопоставимо со временем релаксации колебательных степеней свободы молекул ( $\tau_f \sim \tau_{vi}$ ), то следует учитывать колебательную неравновесность. Для моделирования неравновесности колебательных степеней свободы CO<sub>2</sub> в работе использовалась двухтемпературная модель релаксационных течений, где температура колебательных степеней свободы  $T_v$  может не совпадать с температурой поступательно-вращательных степеней свободы  $T_{tr}$ . Равновесная энергия каждой колебательной степени свободы находится из формулы

$$e_v^{eq} = \frac{\theta}{e^{\theta/T_{tr}} - 1} R, \quad (2)$$

где  $\theta$  — характерная колебательная температура, имеющая свое значение для каждой колебательной моды. Изменение колебательной энергии от времени задавалось уравнением Ландау–Теллера для каждой колебательной степени свободы:

$$\frac{de_v}{dt} = \frac{1}{\tau_{vi}} (e_v^{eq} - e_v), \quad (3)$$

где  $e_v$  — колебательная энергия,  $e_v^{eq}$  — локальное значение равновесной колебательной энергии,  $\tau_{vi}$  — время колебательной релаксации [34].

С помощью UDS (User Defined Scalar) и UDF (User Defined Function) — встраиваемых в расчетный код модулей, созданных пользователем, производилось добавление к уравнениям Навье–Стокса уравнений сохранения колебательной энергии каждой моды  $\text{CO}_2$ . Учет энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы с конечным временем релаксации производился также с использованием UDF, для чего во встраиваемые уравнения сохранения колебательной энергии каждой моды добавлялся источниковый член  $q_{iv}$ , вычисляемый из уравнения Ландау–Теллера (3). Чтобы не нарушить энергетический баланс системы уравнений Навье–Стокса, в уравнение поступательно-вращательной энергии добавлялись те же выражения с противоположным знаком. Тогда система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) &= -\nabla p + \nabla \tau_u, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e_t) + \nabla[\mathbf{u}(\rho e_t + p)] &= \nabla(\lambda \nabla T_{tr} + \tau_\mu \mathbf{u}) - \sum_{n=1}^4 q_{iv}^n, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e_v^n) + \nabla(\mathbf{u} \rho e_v^n) &= q_{iv}^n, \\ q_{iv}^n &= \frac{\rho}{\tau_{vt}}(e_v^{eqn} - e_v^n), \\ e_v^{eqn} &= \frac{\theta_n}{\exp(\theta_n/T_{tr}) - 1} R, \\ e_v^n &= \frac{\theta_n}{\exp(\theta_n/T_v) - 1} R, \quad n = 1, \dots, 4, \\ e_t &= \int c_{p,0} dT_{tr} - \frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{u}^2}{2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\rho$ ,  $p$ ,  $\lambda$  — плотность, давление, теплопроводность,  $\mathbf{u}$  — вектор скорости,  $T_{tr}$  — температура поступательно-вращательных степеней свободы,  $T_v$  — колебательная температура,  $e_v$  — колебательная энергия газа,  $n$  — номер моды колебательной степени свободы,  $q_{iv}$  — поток энергии между поступательно-вращательными и колебательными степенями свободы,  $\tau_{vt}$  — время колебательной релаксации,  $\tau_\mu$  — тензор вязких напряжений. При моделировании колебательной релаксации в смеси  $\text{CO}_2$  с воздухом предполагалось, что воздух не участвует в процессах релаксации углекислого газа.

## Численное моделирование течения в сопловом тракте аэродинамической трубы ИТ-302М

Для задачи моделирования течения в осесимметричном сопловом тракте трубы расчетная область, построенная на основе чертежей реального тракта ИТ-302М,

покрывалась прямоугольной расчетной сеткой со сгущением в области критического сечения и вблизи стенок сопла (всего 40 000 ячеек). На левой границе расчетной области (начало соплового тракта) задавались экспериментальные значения полного давления и температуры в форкамере аэродинамической трубы ( $P_0, T_0$ ), на правой границе (конец соплового тракта) задавалось условие истечения, на стенке сопла ставилось условие прилипания и условия равенства колебательной и поступательно-вращательной температур температуре стенки ( $T_{wv} = T_w = 300 \text{ К}$ ), на нижней границе (ось сопла) — условие симметрии.

При высоких температурах ( $T_0 \approx 2500 \text{ К}$ ), соответствующих течению в трубе ИТ-302М, в газе происходит возбуждение колебательных степеней свободы молекул. По локальным значениям температуры и давления, полученным при расчете равновесного течения в сопловом тракте, было вычислено время колебательной релаксации  $\text{CO}_2$  по аппроксимационной зависимости [34], построенной по экспериментальным данным разных авторов и имеющей следующий вид:

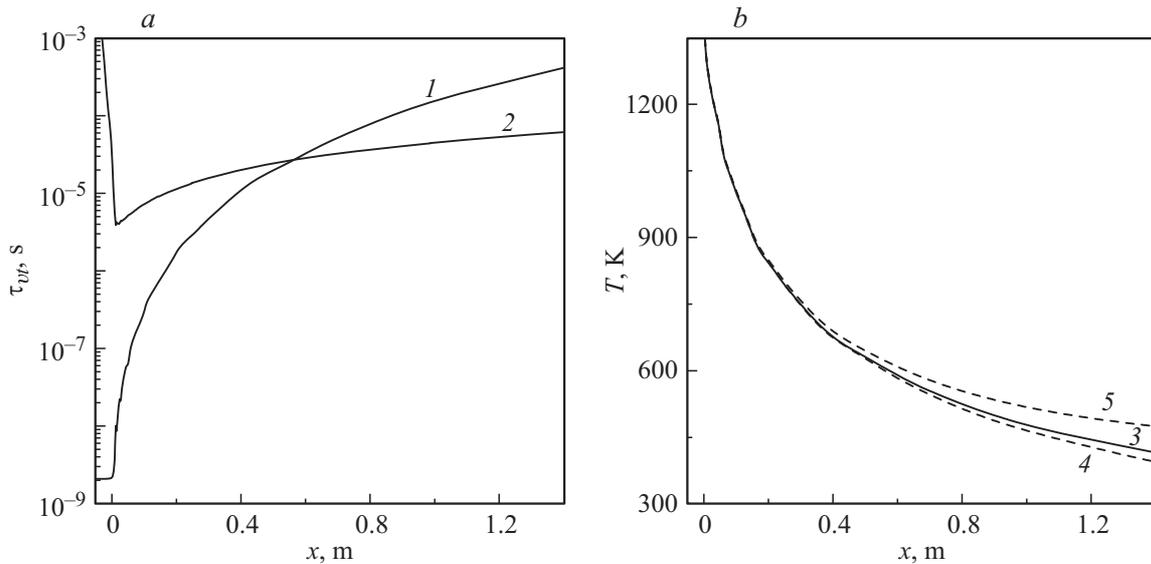
$$\tau p = \exp(36.5T^{-1/3} - 3.9) [\text{ms atm.}]. \quad (5)$$

Здесь  $\tau$  — время колебательной релаксации,  $p$  — локальное статическое давление,  $T$  — локальное значение температуры в К.

На рис. 2, а приведены значения времен колебательной релаксации  $\text{CO}_2$  на оси соплового тракта аэродинамической трубы ИТ-302М, вычисленные по формуле (5). Видно, что время колебательной релаксации  $\text{CO}_2$  при  $x > 0.2 \text{ м}$  ( $x = 0$  соответствует критическому сечению сопла) сравнимо с характерным временем течения в сопловом тракте трубы  $\tau = D/U$ , определенным как отношение локального диаметра сопла  $D$  к локальной скорости газа  $U$ .

На рис. 2, б приведены температура газа  $T$  на оси соплового тракта в случае равновесного течения и две температуры газа (поступательно-вращательная  $T_{tr}$  и колебательная  $T_v$ ) в случае неравновесного течения. Видно, что вблизи критического сечения сопла ( $x < 0.3 \text{ м}$ ) все три температуры одинаковы, что говорит о том, что здесь реализуется равновесный случай. Далее при  $x > 0.3 \text{ м}$  поступательно-вращательная температура  $T_{tr}$  меньше температуры равновесного течения  $T$ , а колебательная температура  $T_v$  больше и температуры равновесного течения, и поступательно-вращательной температуры ( $T_v > T > T_{tr}$ ), т.е. на выходе из сопла газ внутренне перегрет. Таким образом, в рассматриваемом диапазоне параметров, характерном для трубного эксперимента, необходимо учитывать конечность времени энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул  $\text{CO}_2$ .

В табл. 2 приведены экспериментальные данные ( $P_0, T_0$ ) в форкамере аэродинамической трубы и рассчитанные параметры течения на выходе из соплового тракта ( $M_\infty, p_\infty, T_\infty, \text{Re}_1$ ) для течения воздуха,



**Рис. 2.** Распределения времени колебательной релаксации CO<sub>2</sub> (a) и температуры CO<sub>2</sub> (b) на оси соплового тракта. 1, 2, 3 — время колебательной релаксации, характерное время течения, и температура газа в случае равновесного течения, 4, 5 — поступательно-вращательная и колебательная температуры в неравновесном течении CO<sub>2</sub>.

**Таблица 2.** Параметры течения на выходе из соплового тракта

Параметры	Воздух	Mix равновесный	Mix неравновесный	CO <sub>2</sub> равновесный	CO <sub>2</sub> неравновесный
$P_0$ , bar	200	165	165	170	170
$T_0$ , K	3000	2138	2138	2090	2090
$M_\infty$	9.44	7.175	7.16	6.51	6.29
$p_\infty$ , Pa	360	500	494	656	646
$T_\infty$ , K	214.8	311	291.1	416.6	396.4
$Re_1$ , m <sup>-1</sup>	$11.47 \cdot 10^5$	$9.83 \cdot 10^5$	$10.97 \cdot 10^5$	$8.49 \cdot 10^5$	$9.16 \cdot 10^5$

углекислого газа и смеси Mix воздуха и CO<sub>2</sub> (77% CO<sub>2</sub> и 23% воздуха). Единичное число Рейнольдса  $Re_1$  (m<sup>-1</sup>) вычислено по параметрам на выходе из соплового тракта. В работе [32] показано удовлетворительное совпадение расчетных данных, полученных для воздуха, с результатами одномерных расчетов [35].

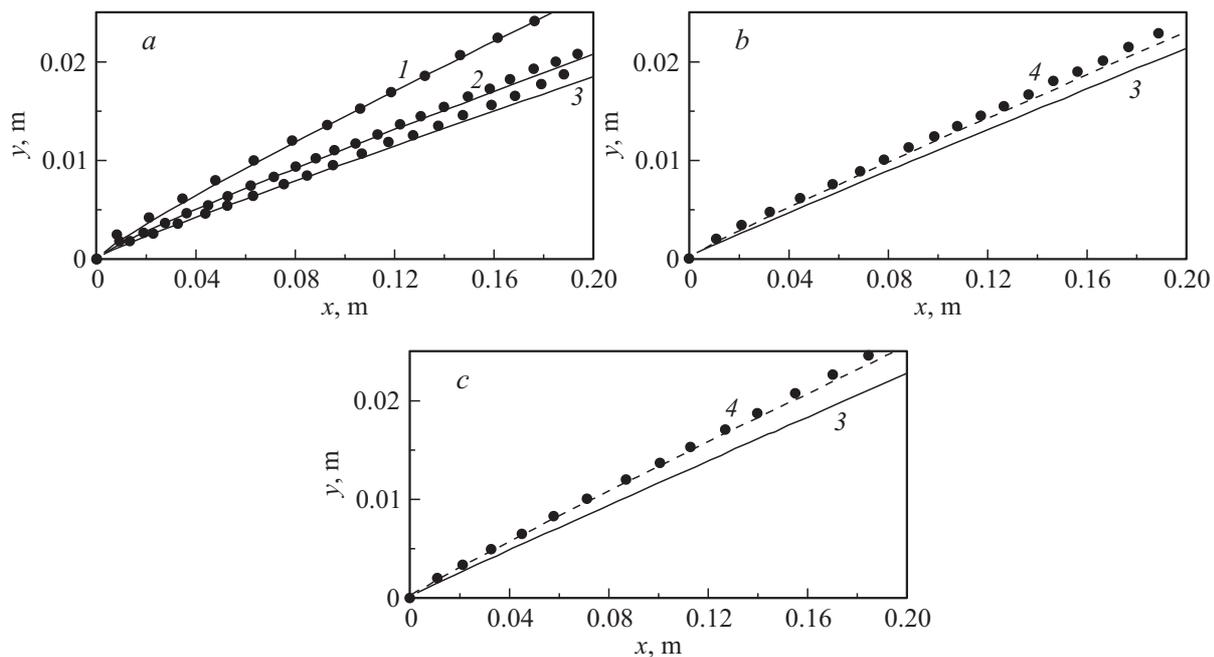
### Задача обтекания пластины, расположенной под углом атаки к гиперзвуковому потоку воздуха, CO<sub>2</sub> и их смесей

Расчетная область в этом случае представляла собой прямоугольник, включающий в себя как набегающий поток, так и головную ударную волну, и ударный слой на пластине. На части нижней стороны расчетной области, совпадающей с пластиной, ставилось граничное условие прилипания и  $T_w = 300$  K. На нижней границе, не занятой поверхностью пластины, а также на правой границе ставилось условие истечения. На левой и верхней границах задавались соответствующие параметры потока на выходе из соплового тракта (по данным

табл. 2). Расчетная сетка состояла из прямоугольных ячеек размером  $0.2 \times 0.1$  mm в количестве 294 000.

Время колебательной релаксации в набегающем потоке  $\tau_{vl\infty}$  рассчитывалось по формуле (5) по параметрам течения  $p_\infty, T_\infty$  на выходе из соплового тракта. За характерное время течения  $\tau_f$  в этой задаче принималось время пролета потока газа по пластине, т.е. отношение длины пластины  $L$  к локальной скорости газа  $U$ . Поскольку для углекислого газа время колебательной релаксации  $\tau_{vl\infty} = 4 \cdot 10^{-4}$  s сравнимо с характерным временем течения  $\tau_f = 10^{-4}$  s, то при решении задачи развития возмущений в ударном слое пластины, обтекаемой углекислым газом, рассматривался неравновесный случай.

На рис. 3 представлены экспериментальные (символы) и расчетные данные (линии) по положению ударной волны для течения воздуха, углекислого газа и их смеси. Ось абсцисс здесь и далее соответствует направлению вдоль поверхности пластины. Сплошные линии показывают положение ударной волны в случае равновесного течения, т.е. когда учитывается возбуждение колебательных степеней свободы молекул, но не учитывается конечность времени энергообмена между колебательны-



**Рис. 3.** Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) данные по положению ударной волны для течения воздуха (*a*), смеси  $\text{CO}_2$  (76.7%) и воздуха (23.3%) (*b*), углекислого газа (*c*): 1 —  $\alpha = 0$ , 2 —  $4.2^\circ$ , 3, 4 —  $10.2^\circ$ , 1–3 — равновесное течение, 4 — неравновесное течение.

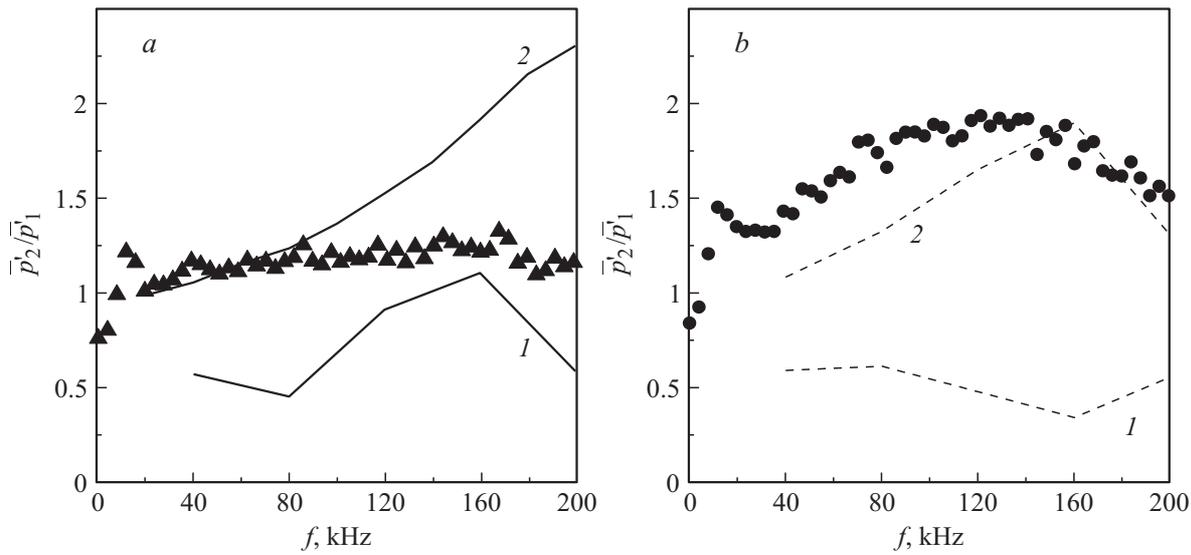
ми и поступательно-вращательными степенями свободы молекул газа. Пунктирные линии показывают положение ударной волны в случае неравновесного течения, т.е. с учетом времени энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул газа. В расчетах течение воздуха рассматривалось равновесным, и было получено (рис. 3, *a*) согласие расчетных и экспериментальных данных по положению ударной волны для всех случаев обтекания пластины воздухом. Для  $\text{CO}_2$  (рис. 3, *c*) и смеси Mix (рис. 3, *b*) расчетные данные по положению ударной волны для равновесного случая отличаются от экспериментальных, а для неравновесного случая близки к ним. Это показывает, что в рассматриваемом диапазоне параметров (условия экспериментов на ИТ-302М) в расчетах течения углекислого газа и смесей с его содержанием необходимо учитывать колебательную релаксацию молекул  $\text{CO}_2$ . Стоит также отметить, что при численном моделировании колебательной релаксации  $\text{CO}_2$  в смеси с воздухом предполагалась, что воздух не участвует в процессах релаксации углекислого газа.

### Задача о взаимодействии внешних акустических возмущений с вязкого ударного слоя на пластине, обтекаемой потоком воздуха и $\text{CO}_2$

В настоящее время для решения задач развития возмущений в гиперзвуковом пограничном слое успешно применяется численное моделирование на основе реше-

ния полных нестационарных уравнений Навье–Стокса. В рамках такого подхода решались задачи восприимчивости и развития возмущений при сверхзвуковом [36–39] и гиперзвуковом [40,41] обтекании тел низкоэнталийным газовым потоком воздуха с помощью программных кодов собственной разработки. В реальных условиях полета, где высокая температура в пограничном слое приводит к возбуждению колебательных степеней свободы молекул и физико-химическим превращениям, результатов, полученных для низкоэнталийных потоков, недостаточно. Поэтому в настоящей работе исследуется влияние возбуждения колебательных степеней свободы молекул на развитие акустических возмущений медленной и быстрой мод в вязком ударном слое на пластине, обтекаемой потоками воздуха и  $\text{CO}_2$ . Медленными называются акустические возмущения, распространяющиеся против основного сверхзвукового потока, т.е. со скоростью, равной разности скорости потока и скорости звука. Быстрые акустические возмущения распространяются по основному потоку, и их скорость равна сумме скорости потока и скорости звука.

Для решения задачи о взаимодействии внешних акустических возмущений с вязким ударным слоем на пластине используется пакет ANSYS Fluent. С помощью встраиваемого в расчетный код модуля UDF акустические возмущения набегающего потока вводятся путем задания соответствующих зависящих от времени граничных условий. На этом этапе решения расчетная область представляла из себя прямоугольник (рабочая камера трубы ИТ-302М), левая граница которой совпадала с выходным сечением соплового тракта. Переменные на



**Рис. 4.** Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) данные по величине изменения амплитуд возмущений на поверхности пластины в течении воздуха (а) и углекислого газа (b); параметры течения соответствуют эксперименту (табл. 2),  $\alpha = 10.2^\circ$ ,  $A = 0.03$ ,  $\beta = 0$ ; 1 — медленная акустическая волна, 2 — быстрая, сплошная линия — равновесный случай, штриховая — неравновесный.

левой и верхней границах расчетной области задавались в виде суперпозиции стационарного основного течения и плоской монохроматической звуковой волны (так же как в работе [41]) по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 p &= p_\infty + p', & T &= T_\infty + T', \\
 u_x &= u_{x\infty} + u'_x, & u_y &= u_{y\infty} + u'_y, \\
 p' &= Ap_\infty \cos(k_x x + k_y y - 2\pi f t), \\
 T' &= AT_\infty \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \cos(k_x x + k_y y - 2\pi f t), \\
 u'_x &= A \sqrt{\frac{RT_\infty}{\gamma}} \cos(\alpha - \beta) \cos(k_x x + k_y y - 2\pi f t), \\
 u'_y &= A \sqrt{\frac{RT_\infty}{\gamma}} \sin(\alpha - \beta) \cos(k_x x + k_y y - 2\pi f t), \\
 M &= \frac{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}}{\sqrt{\gamma RT}}.
 \end{aligned}$$

Здесь  $t$  — время,  $\beta$  — угол распространения внешней акустической волны (угол между направлением потока и направлением волнового вектора),  $A$  — ее амплитуда,  $k_x = k \cos(\alpha - \beta)$ ,  $k_y = -k \sin(\alpha - \beta)$  — компоненты волнового вектора, связанного с частотой  $f$  дисперсионным соотношением

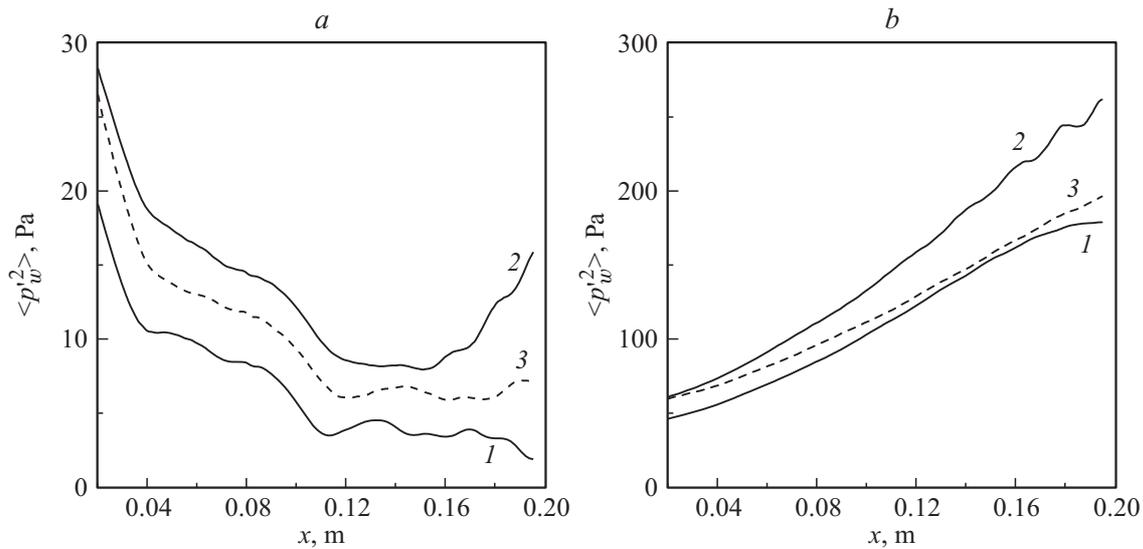
$$k = \frac{2\pi f}{\sqrt{\gamma RT_\infty} (M \cos(\beta) \pm 1)},$$

где верхний (нижний) знак соответствует быстрой (медленной) акустической волне. Индекс „ $\infty$ “ соответствует параметрам набегающего потока, штрих при параметрах обозначает возмущения. Эти граничные условия дополнены условием на колебательную энергию

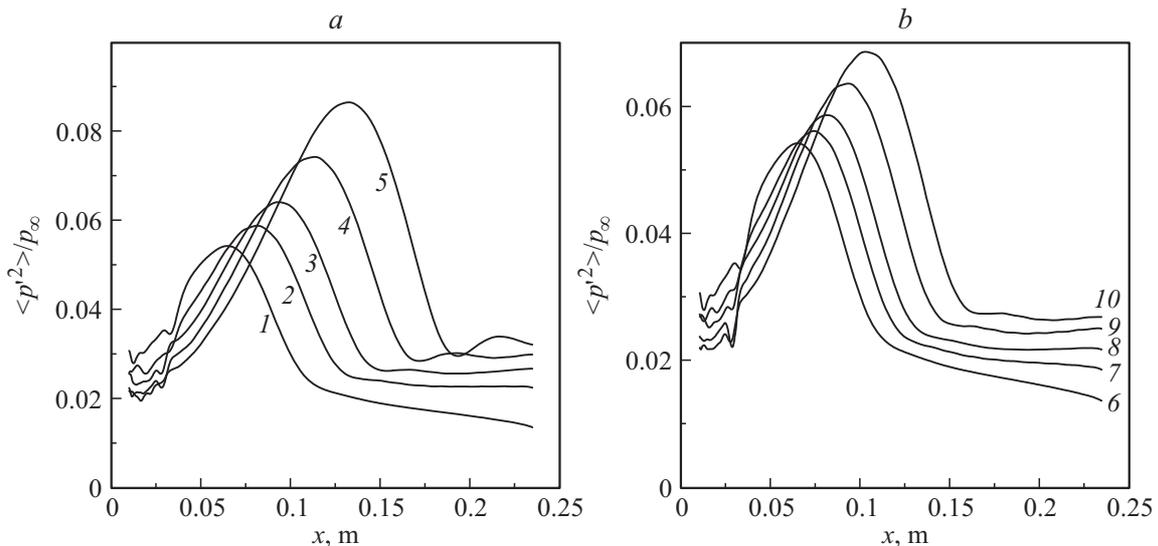
молекул  $e_v$  набегающего потока. Она задавалась постоянной, так как по оценкам время колебательной релаксации в набегающем потоке  $\tau_{v\infty}$  много больше периода пульсаций  $T_p$  в рассматриваемом диапазоне частот ( $T_p \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  s).

На рис. 4 представлено сравнение расчетных данных с экспериментальными данными по величине  $p'_2/p'_1$  изменения амплитуд возмущений вниз по потоку в ударном слое на пластине под углом атаки  $\alpha = 10.2^\circ$  в потоке воздуха и  $\text{CO}_2$ . Видно, что расчетные данные для возмущений медленной моды оказались существенно ниже экспериментальных значений, особенно для  $\text{CO}_2$ . Экспериментальные данные лучше совпадают с расчетом для воздействия быстрой акустической волны. Здесь следует заметить, что основным источником возмущений в ядре потока соплового тракта аэродинамической трубы ИТ-302М являются быстрые волны, распространяющиеся от электрического разряда в форкамере сопла. При этом турбулентный пограничный слой на стенках сопла является источником медленных акустических волн [42]. Сравнение амплитуд пульсаций давления на поверхности пластины показало, что амплитуды быстрых волн существенно больше амплитуд медленных волн для всего диапазона частот (ср. рис. 5, а и 5, b). Таким образом, при рассматриваемых параметрах потока ударный слой более восприимчив к акустическим возмущениям быстрой моды. Некоторые различия по степеням роста, вероятно, связаны с тем, что в потоке аэродинамической трубы распространяются возмущения, представляющие собой суперпозицию быстрых акустических волн с разными углами наклона волнового вектора.

Далее были проведены расчеты взаимодействия акустических возмущений свободного потока с вязким



**Рис. 5.** Распределения средневквдратичных пульсаций давления на поверхности пластины: *a* — воздействие медленной акустической волны, *b* — быстрой; 1 — воздух (равновесный), 2 — CO<sub>2</sub> (равновесный), 3 — CO<sub>2</sub> (неравновесный случай),  $M_\infty = 6.51$ ,  $Re_1 = 8.49 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ ,  $T_0 = 2090 \text{ K}$ ,  $T_w = 300 \text{ K}$ ,  $A = 0.03$ ,  $f = 160 \text{ kHz}$ ,  $\beta = 0$ ,  $\alpha = 10.2^\circ$ .



**Рис. 6.** Распределения средневквдратичных пульсаций давления на поверхности пластины при постоянной температуре поверхности  $T_w = 300 \text{ K}$  (*a*) и при постоянном температурном факторе  $T_w/T_0 = 0.25$  (*b*) в задаче взаимодействия медленных акустических волн набегающего потока в вязком ударном слое на пластине, обтекаемой неравновесным потоком CO<sub>2</sub>:  $M_\infty = 12$ ,  $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ ,  $A = 0.03$ ,  $\beta = \alpha = 0$ ,  $\lambda = (V_\infty - c_\infty)/f = 0.024 \text{ m}$ ; 1–5 —  $T_w = 300 \text{ K}$ ,  $T_0 = 1200, 1700, 2200, 3000, 4000 \text{ K}$  соответственно; 6–10 —  $T_w = 300, 425, 550, 750, 1000 \text{ K}$  соответственно;  $T_0 = 1200, 1700, 2200, 3000, 4000 \text{ K}$  соответственно.

ударным слоем на пластине под углом атаки  $10.2^\circ$ , обтекаемой углекислым газом и воздухом при одинаковых условиях, соответствующих случаю равновесного CO<sub>2</sub>. На рис. 5 приведены распределения средневквдратичных пульсаций давления на поверхности пластины для случая взаимодействия ударного слоя пластины с акустическими возмущениями медленной (рис. 5, *a*) и быстрой моды (рис. 5, *b*). Сравнение амплитуд возмущений для воздуха и углекислого в случае равновесного течения (линии 1 и 2) показывает, что возбуждение

колебательных степеней свободы молекул CO<sub>2</sub> приводит к увеличению интенсивности возмущений по сравнению с воздухом, в котором при указанных параметрах доля колебательно возбужденных молекул мала.

С целью получить количественные оценки влияния релаксационных процессов в газах на развитие возмущений были проведены расчеты взаимодействия акустических возмущений свободного потока с вязким ударным слоем на пластине под углом атаки  $10.2^\circ$ , обтекаемой углекислым газом, и для неравновесного случая.

Распределения амплитуд среднеквадратичных пульсаций давления на поверхности пластины также приведены на рис. 5 и показывают, что колебательная релаксация приводит к уменьшению амплитуд возмущений в вязком ударном слое как для воздействия быстрых (рис. 5, *a*), так и медленных (рис. 5, *b*) акустических волн набегающего потока. Уменьшение интенсивности возмущений в вязком ударном слое вследствие колебательной неравновесности согласуется с выводом работы [25] о демпфирующем влиянии термической неравновесности на динамику возмущений при течениях в соплах.

Степень возбуждения колебательных степеней свободы молекул зависит от температуры газа. Поэтому в работе проведено численное исследование влияния температуры торможения (1200–4000 К) при постоянстве температуры поверхности (300 К) и при постоянстве температурного фактора  $T_w/T_0 = 0.25$  на характеристики пульсаций потока в ударном слое на пластине в гиперзвуковом ( $M_\infty = 12$ ) потоке неравновесного  $\text{CO}_2$ . На рис. 6 приведены среднеквадратичные пульсации давления при равных длинах волн  $\lambda$  начального возмущения:  $\lambda = (u_\infty - c_\infty)/f = 0.024 \text{ m}$  ( $c_\infty$  — скорость звука набегающего потока). Видно существенное увеличение амплитуды среднеквадратичных пульсаций давления в обоих случаях. Для случая с постоянной температурой поверхности рост возмущений при увеличении  $T_0$  согласуется с имеющимися представлениями о дестабилизации гиперзвукового пограничного слоя при охлаждении модели [43,44], так как здесь поверхность фактически охлаждается ( $T_w/T_0$  уменьшается). В случае же когда температурный фактор постоянен при увеличении  $T_0$ , т.е. охлаждения поверхности нет, рост интенсивности пульсаций, т.е. дестабилизация течения, связаны только с влиянием возбуждения и релаксации колебательных степеней свободы молекул  $\text{CO}_2$ .

Расчеты проводились на вычислительных кластерах ИТПМ СО РАН и информационно-вычислительного центра (ИВЦ) НГУ.

## Заключение

Выполнены экспериментальные и расчетные исследования динамики развития возмущений на пластине, обтекаемой гиперзвуковыми потоками смесей воздуха и углекислого газа с учетом возбуждения и релаксации колебательных степеней свободы молекул.

Для условий гиперзвукового эксперимента впервые выполнен учет неравновесных процессов, идущих в сопловом тракте аэродинамической трубы.

Получены количественные данные о влиянии возбуждения колебательных степеней свободы воздуха, углекислого газа и их смесей на параметры среднего течения в ударном слое на пластине и развитие возмущений, возникающих в ударном слое при воздействии внешних акустических волн медленной и быстрой мод. Показано, что возбуждение колебательных степеней свободы

молекул газов приводит к увеличению интенсивности развивающихся в вязком ударном слое возмущений давления, т.е. дестабилизирует течение в гиперзвуковом ударном слое.

Влияние колебательной релаксации молекул углекислого газа исследовано в рамках двухтемпературной модели релаксационных течений с учетом конечности времени энергообмена между поступательно-вращательными и колебательными степенями свободы. Получено удовлетворительное совпадение расчетных данных по положению ударной волны и амплитудам возмущений на поверхности пластины с результатами экспериментов. Показано, что релаксация колебательных степеней свободы молекул снижает уровень пульсаций давления в ударном слое.

Работа выполнена в Новосибирском государственном университете при поддержке гранта Правительства РФ (договор № 14.Z50.31.0019) для поддержки исследований под руководством ведущих ученых и гранта РФФИ № 12-08-00435.

## Список литературы

- [1] Осипов А.И., Уваров А.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 11. С. 1–42.
- [2] Тирский Г.А. / Сб. „Современные газодинамические и физико-химические модели гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена“ / Под ред. акад. Л.И. Седова. Часть I. М.: Изд-во МГУ, 1994. С. 9–43.
- [3] Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965. 484 с.
- [4] Афонина Н.Е., Громов В.Г. // Аэромеханика и газовая динамика. 2001. № 2. С. 35–47.
- [5] Лунев В.В. Течение реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007. 652 с.
- [6] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 759 с.
- [7] Шевелев Ю.Д., Сызранова Н.Г. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. Т. 5. URL: <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2007-12-17-001.pdf>
- [8] Голомазов М.М. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Т. 6. URL: <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-10-23-0021.pdf>
- [10] Кустова Е.В., Нагнибеда Е.А., Шевелев Ю.Д., Сызранова Н.Г. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Т. 6. URL: <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-04-04-001.pdf>
- [10] Viviani A., Pezzella G. / Numerical Simulations-Examples and Applications in Computational Fluid Dynamics. In Tech. 2012. P. 123–154.
- [11] Mack L.M. // AIAA J. 1975. Vol. 13. N 3. P. 278–289.
- [12] Mironov S.G., Maslov A.A. // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 412. P. 259–277.
- [13] Bountin D., Shiplyuk A., Maslov A. // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 611. P. 427–442.
- [14] Маслов А.А., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С. // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 4. С. 43–50.
- [15] Hornung H.G., Adam P.H., Germain P., Fujii K., Rasheed A. // Proc. of the 9<sup>th</sup> Asian Congress of Fluid Mechanics. Isfahan, Iran, 2002. 12 p.

- [16] *Germain P., Hornung H.G.* // *Exp. Fluids*. 1997. Vol. 22. P. 183–190.
- [17] *Adam P., Hornung H.G.* // *J. Spacecraft Rockets*. 1997. Vol. 34. N 5. P. 614–619.
- [18] *Malik M.R., Anderson J.D.* // *Phys. Fluids A*. 1991. Vol. 3. N 5. P. 803–821.
- [19] *Hadson M.L., Chockani N., Candler G.V.* // *AIAA J.* 1997. Vol. 35, N 6. P. 958–964.
- [20] *Johnson H.B., Seipp T., Candler G.V.* // *Phys. Fluids*. 1998. Vol. 10. N 10. P. 2676–2685.
- [21] *Bertolotti F.P.* // *J. Fluid Mech.* 1998. Vol. 372. P. 93–118.
- [22] *Fujii K., Hornung H.G.* // *AIAA J.* 2003. Vol. 41. N 7. P. 1282–1291.
- [23] *Massa L.* // *J. Fluid Mech.* 2014. Vol. 757. P. 403–431.
- [24] *Leyva I.A., Laurence S., Beierholm W.-K., Hornung H.G.* // *AIAA*. 2009. P. 1287.
- [25] *Григорьев Ю.Н., Еришов И.В.* Устойчивость течений релаксирующих молекулярных газов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012. 227 с.
- [26] *Anderson J.D.* Hypersonic and high temperature gas dynamics. NY: McGraw-Hill, 1989. 702 p.
- [27] *Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.* Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [28] *Лосев С.А.* Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1971. 227 с.
- [29] *Шварц Р.Н., Славский З.И., Герцифельд К.Ф.* Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: Наука. 1962. С. 399–420.
- [30] Физико-химические процессы в газовой динамике / Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995. 350 с.
- [31] *Гордиец Б.Ф., Жданок С.А.* Неравновесная колебательная кинетика / Под ред. М. Капители. М.: Мир, 1989. С. 61–103.
- [32] *Кириловский С.В., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.* // *Математическое моделирование*. 2013. Т. 25. № 9. С. 32–42.
- [33] *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [34] *Satias M.* Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow. Ithaca, NY: Cornell University Press, 1996. P. 195–218.
- [35] *Громыко Ю.В., Маслов А.А., Сидоренко А.А., Поливанов П.А., Цырюльников И.С.* // *Вестник НГУ. Сер. Физика*. 2011. Т. 6. Вып. 2. С. 10–16.
- [36] *Егоров И.В., Судаков В.Г., Федоров А.В.* // *Изв. РАН. МЖГ*. 2004. № 6. С. 33–44.
- [37] *Егоров И.В., Судаков В.Г., Федоров А.В.* // *Изв. РАН. МЖГ*. 2006. № 1. С. 42–53.
- [38] *Zong X.* // *AIAA*. 2000. P. 0531.
- [39] *Ma Y., Zhong X.* // *AIAA*. 2001. P. 0892.
- [40] *Кудрявцев А.Н., Миронов С.Г., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.* // *ПМТФ*. 2006. Т. 47, № 5. С. 3–15.
- [41] *Maslov A.A., Mironov S.G., Kudryavtsev A.N., Poplavskaya T.V., Tsyryulnikov I.S.* // *J. Fluid Mech.* 2010. Vol. 650. P. 81–118.
- [42] *Laufer J.* // *Phys. Fluids*. 1964. Vol. 7. N 8. P. 1191–1197.
- [43] *Гапонов С.А., Маслов А.А.* Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
- [44] *Maslov A.A., Kosinov A.D., Shevelkov S.G.* // *J. Fluid Mech.* 1990. Vol. 219. P. 621–633.